

# Термоэдс и электросопротивление $\text{La}_{0.875}\text{Sr}_{0.125}\text{MnO}_3$ под гидростатическим давлением

© Е.С. Ицкевич, В.Ф. Крайденев

Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина Российской академии наук, 142190 Троицк, Московская обл., Россия

(Поступила в Редакцию 28 июля 2000 г.  
В окончательной редакции 13 ноября 2000 г.)

Проведены измерения термоэдса  $\alpha$  и электросопротивления  $\rho$   $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  с концентрацией  $x = 0.125$ , отвечающей стехиометрическому составу новой зарядоупорядоченной фазы (CO). Измерения проводились на монокристаллах в интервале температур 77–300 К и под давлением до 12 kbar. В зависимости  $\alpha(T)$  наблюдались два максимума. Первый, низкотемпературный, связан с образованием зарядоупорядоченной фазы. Второй, высокотемпературный, обусловлен структурным переходом между орторомбическими фазами  $O \rightarrow O'$  и образованием ферромагнитных кластеров. При давлении  $P > 9.2$  kbar наблюдался фазовый переход, сопровождаемый сильным сдвигом обоих максимумов в сторону низких температур.

Работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований № 00-02-16019, программой РФ ВТСП и грантом INTAS 99-1136.

Изучение свойств перовскитных структур ВТСП и манганатов породило множество физических теорий, каждая из которых опирается на группу экспериментальных фактов. Исследования температурной зависимости термоэдса и электросопротивления оказались достаточно информативными для того, чтобы улучшить понимание физических процессов как в нормальном состоянии ВТСП, так и в манганатах с колоссальным магнитосопротивлением. Использование давления при таких исследованиях существенно повышает ценность полученных результатов [1,2] и, в частности, позволяет провести сравнительный анализ поведения этих двух систем.

Одной из наиболее интересных систем является  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ . В этой системе при  $x = 0.10$ – $0.15$  с помощью нейтронографических данных [3] при температуре в области 100–200 К наблюдалось образование новой зарядоупорядоченной (CO) фазы. С уменьшением  $x$  в указанном диапазоне переход второго рода превращается в переход первого рода. Весьма вероятно, что смена вида перехода происходит в точке  $x = 0.125$  (1/8), которая отвечает стехиометрическому составу новой CO-фазы. В работе [4] описаны измерения термоэдса  $\alpha$  и электросопротивления  $\rho$  под давлением до 18 kbar в образцах с  $x = 0.12$ , 0.14 и 0.15. О том, что при промежуточных значениях  $x$  происходит сильная электронная перестройка, свидетельствует шестикратная разница в величинах термоэдса в области низкотемпературного максимума, находящегося в области образования CO-фазы. Поэтому мы предприняли измерения термоэдса в образцах  $\text{La}_{0.875}\text{Sr}_{0.125}\text{MnO}_3$  с  $x = 0.125$ , в том числе под давлением, с целью получить дополнительные сведения об образовании этой упорядоченной фазы.

## 1. Образцы, методика измерений под давлением

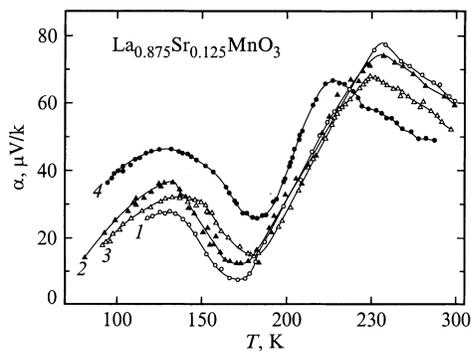
Технология изготовления монокристаллических образцов, проверка величины  $x$  и монокристалличности описаны в работе [5]. Образец представлял собой пластинку в форме трапеции высотой 2.5 mm, толщиной 1.3 mm и с основаниями длиной 1.5 и 2.0 mm. Исходная величина удельного электросопротивления при атмосферном давлении составляла  $\rho(300) = 12 \Omega \cdot \text{cm}$ . Нагреватель с термопарой приклеивались к верхней плоскости образца с помощью серебряной пасты с последующей сушкой при 60°C в течение нескольких часов. Эта паста использовалась для крепления образца к медной шайбе на обтюраторе камеры высокого давления и присоединения потенциальных выводов для измерения  $\rho$  образца с расстоянием между вводами 0.3 mm.

Измерение термоэдса проводилось в интервале температур 77–300 К до давления 12.5 kbar. Использовался метод продольного теплового потока с постоянной выделяемой нагревателем мощностью [6]. Градиент температуры измерялся термопарой (Cu + 0.1% Fe + 0.01% Li)–Cu, абсолютная величина  $T$  измерялась термопарой (Cu + 0.15% Fe)–Cu. Перепад температуры на образце при постоянной мощности нагревателя изменялся от 0.09 до 0.045 К с ростом давления от 0 до 12 kbar. Термоэдс образца определялась относительно Cu. Поправка бралась из литературы и наших измерений термоэдса Cu относительно сверхпроводника Y-123. Зависимость термоэдса меди от давления не учитывалась ввиду малости поправки.

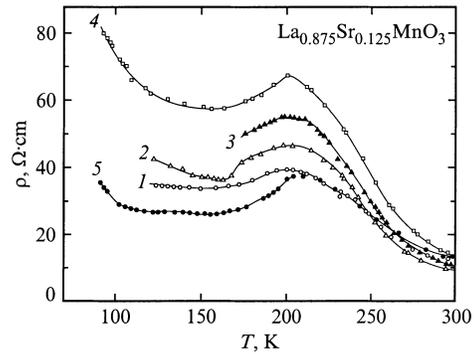
## 2. Результаты измерений

2.1. Термоэдс. Результаты измерений термоэдс  $\alpha$  на нашем образце  $\text{La}_{0.875}\text{Sr}_{0.125}\text{MnO}_3$  представлены на рис. 1. Все кривые при разных давлениях в области  $T = 80\text{--}300\text{ K}$  имеют три экстремума: два максимума с  $T_{\alpha 1 \text{ max}} \sim 130\text{ K}$ ,  $T_{\alpha 2 \text{ max}} = 225\text{--}255\text{ K}$  и минимум с  $T_{\alpha \text{ min}} = 177\text{--}185\text{ K}$ . Во всем интервале температур  $\alpha > 0$ . Отметим, что температуры экстремумов для  $\alpha(T)$  и электросопротивления  $\rho(T)$  не совпадают в отличие от образцов с  $x = 0.18$  [7]. Первый экстремум  $\alpha$  при  $T_{\alpha 1 \text{ max}}$  находится в области перехода к упорядоченной фазе [3], начало которого мы относим к  $\sim 130\text{ K}$ .

С ростом давления максимум  $\alpha_{1 \text{ max}}$  сначала увеличивается, затем при давлении  $P = 9.2\text{ kbar}$  слегка уменьшается и резко возрастает при  $P = 12.5\text{ kbar}$ . Также не монотонно зависит от давления и  $T_{\alpha 1 \text{ max}}$ : до  $P = 9.2\text{ kbar}$  растет, а при  $P = 12.5\text{ kbar}$  возвращается к значению при  $P = 0$ . Максимум  $\alpha_{2 \text{ max}}$  при  $T_{\alpha 2 \text{ max}} \sim 250\text{ K}$  превосходит по величине  $\alpha_{1 \text{ max}}$  в области давлений  $P < 10\text{ kbar}$  почти в 2 раза. Лежит он выше  $T_C$  ( $\sim 200\text{ K}$ ), полученной из данных по электросопротивлению, в согласии с фазовой диаграммой [8] в области парамагнитного изолятора. По сравнению с  $\alpha_{1 \text{ max}}$  под давлением он ведет себя противоположным образом. До  $P = 9.2\text{ kbar}$   $\alpha_{2 \text{ max}}$  уменьшается по абсолютной величине и сдвигается в сторону меньших температур. При давлении  $P = 12.5\text{ kbar}$ , не изменившись по величине по сравнению с  $P = 9.2\text{ kbar}$ , он сдвигается в область меньших температур примерно на  $20\text{ K}$ . Минимум  $\alpha_{\text{ min}}$  находится посередине между  $T_{CO}$  и  $T_C$ . Это единственный экстремум, который монотонно зависит от давления:  $\alpha_{\text{ min}}$  и  $T_{\alpha \text{ min}}$  растут —  $dT_{\alpha \text{ min}}/dP = 1.7\text{ K/kbar}$ ,  $d\alpha_{\text{ min}}/dP = 2.1 (\mu\text{V/K})/\text{kbar}$ . Кривая  $\alpha(T)$  при давлении  $12.5\text{ kbar}$ , сохраняя общие черты с  $\alpha(T)$  при меньших давлениях, резко выделяется среди них изменением абсолютной величины  $\alpha$  и сильным сдвигом экстремума  $\alpha_{2 \text{ max}}$  в область низких температур. На месте ожидавшегося экстремума видна лишь небольшая особенность.



**Рис. 1.** Температурная зависимость термоэдс  $\text{La}_{0.875}\text{Sr}_{0.125}\text{MnO}_3$  при различных давлениях.  $P$ , kbar: 1 — 0, 2 — 4.3, 3 — 9.5, 4 — 12.5.



**Рис. 2.** Температурная зависимость электросопротивления  $\text{La}_{0.875}\text{Sr}_{0.125}\text{MnO}_3$  при различных давлениях.  $P$ , kbar: 1 — 0, 2 — 4.3, 3 — 4.3 (спустя 3 дня), 4 — 4.3 (спустя 6 дней), 5 — 9.2.

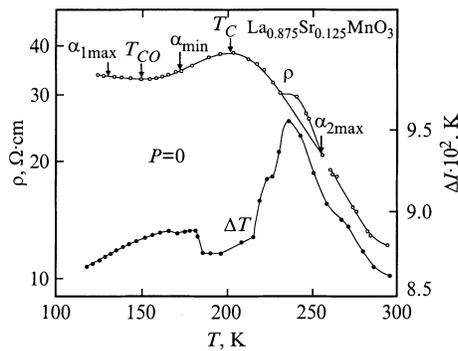
Переход при  $T = 282\text{ K}$ , видимый на кривой  $\rho(T)$  при атмосферном давлении, на кривых  $\alpha(T)$  ввиду его малости мы не наблюдали.

2.2. Электросопротивление. На рис. 2 представлены наши результаты по электросопротивлению  $\rho$  образца в зависимости от температуры и давления. С понижением от  $300\text{ K}$  до  $T_{\text{ max}}(\rho) = 202\text{--}212\text{ K}$  при всех давлениях  $\rho$  растет, имея полупроводниковый характер.  $T_{\text{ max}}(\rho)$  обычно принимают за  $T_C$  (температуру Кюри) — начало ферромагнитного (ФМ) упорядочения. При  $T < T_C$   $\rho$  падает, как у ферромагнетиков, до нечеткого минимума  $T_{\text{ min}}(\rho) \approx 150\text{--}155\text{ K}$ . Эту точку считают точкой орбитально-зарядового упорядочения  $T_{CO}$  [4]. Оставляя это обозначение, мы считаем, что настоящее упорядочение, как показано далее, происходит при температуре  $T_{\alpha 1 \text{ max}} \approx 130\text{ K}$ . При  $T < T_{CO}$   $\rho$  также носит полупроводниковый характер. Под давлением  $\rho$  падает,  $T_C$  смещается в сторону больших температур со средней скоростью  $dT_C/dP = 1.6\text{ K/kbar}$ .

Поскольку минимум  $\rho(T)$  выражен нечетко, о смещении  $T_{CO}$  в зависимости от давления судить затруднительно. Следует отметить, что выдержка при давлении  $P = 4.3\text{ kbar}$  в течение 2 недель показала непрерывный рост кривой  $\rho(T)$ , особенно заметный в области  $T < T_C$ . При этом положения  $T_C$  и  $T_{CO}$  не изменились.

При давлении  $P = 4.3\text{ kbar}$  и температуре  $T = 282\text{ K}$  наблюдался небольшой скачок  $\rho$  на  $\sim 0.1\%$  с шириной скачка  $\sim 0.1\text{ K}$ . Переход имел небольшой ( $\sim 0.1\text{ K}$ ) тепловой гистерезис со смещением перепада температур при отогреве в сторону меньших  $T$ . При больших давлениях переход обнаружить с достоверностью не удалось ввиду его широкой размазанности по температуре.

В области  $\alpha_{2 \text{ max}}$  наблюдалась небольшая аномалия  $\rho$ , хорошо заметная на рис. 3, на котором показаны зависимость  $\ln \rho(T)$  и перепад температуры  $\Delta T$  на образце при атмосферном давлении и постоянной мощности, выделяемой в нагревателе. Видно, что в области  $T_{\alpha 2 \text{ max}} \approx 250\text{ K}$  одновременно с увеличением  $\rho$  растет и перепад  $\Delta T$  на образце, пропорциональный теплосопропротивлению  $R_T$ .



**Рис. 3.** Температурная зависимость логарифма электросопротивления  $\rho$   $\text{La}_{0.875}\text{Sr}_{0.125}\text{MnO}_3$  и перепада температур  $\Delta T$  на образце при давлении  $P = 0$ .

Но если после аномалии  $\rho$  продолжает расти, то  $R_T$  начинает падать и при  $T_C$  достигает минимума. Подобная картина имела место лишь при  $P = 0$ , когда  $R_T$  образца не шунтировалось передающей давлением средой.

### 3. Обсуждение результатов

Общий характер наших кривых термоэдс  $\alpha(T)$  в области 80–300 К с двумя максимумами и одним минимумом (рис. 1) напоминает характер кривых, снятых на образцах с  $x = 0.12, 0.14$  и  $0.15$  [4] и  $x = 0.18$  [7]. Сильное расхождение по абсолютной величине нашей кривой  $\alpha(T)$  и аналогичной кривой при  $x = 0.12$  [4] мы приписываем прежде всего тому, что наш образец соответствует стехиометрическому составу для образования особой упорядоченной фазы. В фазовой диаграмме  $\text{La-Sr-Mn-O}$  особая роль выпадает составу с  $x = 0.125$  в связи с появлением новой упорядоченной ячейки, соизмеримой с решеткой кристалла. Следует отметить, что  $x = 0.125 = 1/8$  — особая концентрация и в перовскитных ВТСП-купратах [9].

Согласно [10], в образце с  $x = 0.125$  при  $T = 160$  К происходит структурный переход  $O' \rightarrow O^*$  — в орторомбическую фазу с малыми ян-теллеровскими ( $J-T$ )-искажениями. В работе [11] на образце с  $x = 0.12$  методом резонансного рентгеновского рассеяния в точке структурного фазового перехода  $O' \rightarrow O^*$  при  $T = 145$  К обнаружено орбитальное упорядочение ( $OO$ ) со структурной модуляцией вдоль оси  $c$ . Зарядового упорядочения ( $CO$ ) в плоскости (001), которое упоминается в [3], обнаружено не было. В работе [12] рассчитано несколько вариантов зарядового упорядочения, которые в эксперименте [11] не могли быть обнаружены ввиду малой разности числа  $3d$ -электронов на ионах  $\text{Mn}^{3+}$  и  $\text{Mn}^{4+}$ .

Особое внимание следует обратить на сильное расхождение между температурой второго максимума термоэдс и температурой Кюри. Положение второго максимума термоэдс при атмосферном давлении (256 К) намного выше  $T_C = 202$  К. Похожая картина наблюдается и в

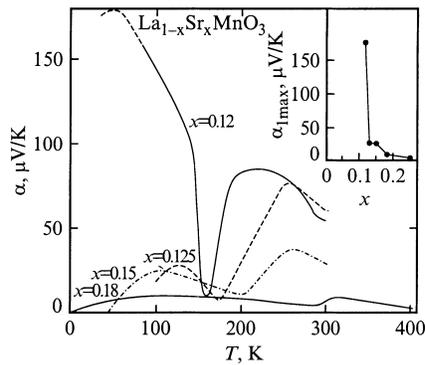
образце с  $x = 0.12$  [4]. В то же время в экспериментах с образцами  $x = 0.15$  [4] и  $0.18$  [7] наблюдались близкие значения температур  $T_{\alpha 2 \text{max}}$  и  $T_C$ . Хотя упомянутый максимум находится в области парамагнитного изолятора, его происхождение тесно связано с переходом в ФМ-состояние при  $T_C$ . Согласно теории [13,14] и экспериментам [15], ферромагнитные кластеры (поляроны размером  $\sim 12 \text{ \AA}$ ) начинают зарождаться при  $T \sim 1.8T_C$ . С понижением температуры они увеличиваются в размерах и в точке  $T_C$  смыкаются, образуя непрерывный путь для прохождения тока [13,14]. Но на термоэдс эти кластеры начинают оказывать влияние задолго до точки Кюри.

Существование ФМ-кластеров при  $T > T_C$  подтверждается экспериментами по рассеянию нейтронов на малые углы и по магнитной восприимчивости [15]. Согласно нейтронографическим данным [10], при понижении температуры в образце  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  с  $x = 0.125$  в точке  $T_H = 260$  К происходит структурный переход орторомбической (псевдокубической) фазы  $O$  в орторомбическую фазу  $O'$ , в которой имеют место большие  $J-T$ -искажения решетки. Возможно, что обнаруженные нами аномалии электро- и теплосопровитлений при  $T_{\alpha 2 \text{max}}$  (рис. 3) и сам максимум  $\alpha$  при  $T = 256$  К объясняются этим фазовым переходом. Этот переход, весьма вероятно, сильно способствует образованию ФМ-кластеров. Поэтому уменьшение  $\alpha$  при  $T < T_{\alpha 2 \text{max}}$  начинается значительно раньше  $T_C$ , а само смыкание кластеров происходит монотонно. Согласно предположению авторов [10], ФМ-упорядочение сильно противодействует  $J-T$ -искажениям, что приводит при  $T_L = 160$  К к структурному переходу  $O' \rightarrow O^*$ .

В результате этого перехода точка Кюри  $T_C$  в наших экспериментах оказалась в середине температурного интервала фазы  $O'$ , а граница фазы  $T_L$  почти совпала с температурой  $T_{CO} \approx 150-155$  К, которую связывают с образованием упорядоченной фазы [3,11].

Точка  $T_{\alpha \text{min}} = 175$  К занимает промежуточное положение между  $T_{CO}$  и  $T_C$  и, весьма возможно, связана с некоторым магнитным упорядочением. В точке  $T_{CO}$  кривые  $\alpha(T)$  не обнаруживают аномалии в пределах точности эксперимента. Возможно, что при  $T_{CO}$  происходит не образование  $CO$ -фазы, а магнитный переход. Так, в работе [16] на образце  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  с  $x = 0.1$  при  $T = 100-110$  К наблюдали новую фазу с повышенной магнитной восприимчивостью, сильно зависящую от магнитного поля. Согласно нашим предположениям, переход к новой  $OO$ -фазе происходит при температуре  $T_{\alpha 1 \text{max}} \approx 130$  К. В этой фазе  $\alpha$  с понижением температуры падает, а  $\rho$  круто возрастает. В области  $T_{\alpha 1 \text{max}}-T_{CO}$   $\rho$  имеет слабый полупроводниковый ход. Таким образом, новая фаза в этой области носит черты ФМ-изолятора.

Под давлением температура  $T_C$ , определенная по зависимости  $\rho(T)$  (рис. 2), и  $T_{\alpha 2 \text{max}}$  двигаются навстречу друг другу:  $T_C$  растет,  $T_{\alpha 2 \text{max}}$  падает. При давлении  $P = 12.5$  kbar величина  $T_C$ , полученная из дан-



**Рис. 4.** Температурная зависимость термоэдс  $\alpha$  при атмосферном давлении  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  с разным содержанием  $x$ : 0.12 [4], 0.125 (настоящая работа), 0.15 [4], 0.18 [7]. На вставке — зависимость  $\alpha_{1\max}$  от  $x$  указанных составов.

ных по  $\rho$  путем экстраполяции, очень близка к значению  $T_{\alpha 2\max}$ . Можно предположить, что при этом  $P$  система очень близка к фазовому переходу в ферромагнитно-металлическое состояние, для которого оба максимума совпадают [4,7]. О возможности наличия фазового перехода под давлением свидетельствует  $T$ – $P$ -фазовая диаграмма для образца с  $x = 0.14$  [4]. Переход в фазу ферромагнитного металла при  $P > 11$  kbar, а затем переход металл–изолятор при понижении температуры, возможно, и объясняют резкий сдвиг по температуре обоих максимумов  $\alpha$  и изменение их величин.

На рис. 4 представлены температурные зависимости при  $P = 0$  термоэдс  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  при разных значениях  $x$  из [4,7] и наши данные. Хорошо видно, что с ростом  $x$  оба максимума  $\alpha(T)$  уменьшаются по величине. Температуры максимумов зависят от  $x$  по-разному. Если  $T_{\alpha 2\max}$  с ростом  $x$  увеличивается, то  $T_{\alpha 1\max}$  меняется немонотонно.  $\alpha_{\min}$  слабо зависит от  $x$ , а  $T_{\alpha \min}$  сдвигается в сторону больших значений идентично  $T_C(x)$ . Согласно нашим предположениям, стехиометрический состав  $x = 0.125$  должен проявить себя в области температур  $T < T_{\alpha 1\max}$ . На вставке к рис. 4 это демонстрируется зависимостью  $\alpha_{1\max}(x)$ . Резкий скачок более чем в 6 раз  $\alpha_{1\max}$  при переходе от состава  $x = 0.125$  к  $x = 0.12$ , возможно, и свидетельствует о том, что образование стехиометрической  $CO$ -фазы происходит при значении  $x$ , достаточно близком к составу нашего образца.

Все главные различия результатов работы [4] и наших данных можно отнести к двум разным фазовым состояниям образцов с  $x = 0.12$  и 0.125. Фазовым переходом при значениях  $x = N/8$  ( $N$  — целое число) были объяснены результаты многих работ по перовскитным купратам, а также по перовскитным манганатам (например, [17]).

Интересна зависимость  $\rho(T)$  от времени при давлении 4.3 kbar. Последовательные измерения во времени обнаружили непрерывный рост  $\rho$ , особенно заметный в области температур  $T < 200$  К. За 2 месяца выдержки под давлением  $\rho$  возросло более чем на 50% при

неизменности величин  $T_C$  и  $T_{CO}$ . При этом изменение величины термоэдс  $\alpha(T)$  не превосходило ошибки эксперимента. Нам представляется, что это связано с упорядочением со временем примеси, рассеивающей дырки. При этом корреляция между рассеивающими центрами растёт, увеличиваются вероятность рассеивания  $\sim 1/\tau$ , а следовательно, и электросопротивление  $\rho$ . Термоэдс же зависит, скорее, не от абсолютного значения постоянной времени  $\tau$ , а от ее энергетической зависимости  $\tau(E)$ , которая не претерпевает заметного изменения. Поскольку измерения  $\rho(T)$  велись после временной выдержки, вопрос о влиянии давления на  $\rho$  не выяснен.

При  $T > T_{\max}(\rho)$  происходит переход из ферромагнитного в парамагнитное состояние, и  $\rho(T)$  имеет полупроводниковый ход. Динамическая ян-теллеровская деформация в диапазоне  $x = 0.1$ – $0.3$  отвечает. Падение  $\rho(T)$  при температуре  $T > T_{\max}(\rho)$  соответствует наличию щели величиной 0.2 eV при 300 К, обнаруженной в работе [18] на образцах с  $x = 0$ – $0.4$ . Щель соответствует механизму перехода по Мотту [14]. По критерию Мотта,  $\rho \sim \alpha$  и давление его уменьшает.

В  $\text{LaMnO}_3$  при конечном легировании Sr при температуре  $T > T_C$ , согласно [14], реализуется спектр зонного диэлектрика, расщепленный на четыре ветви, когда на кубическую решетку накладывается сверхструктура за счет ян-теллеровского искажения октаэдров  $\text{MnO}_6$ . При росте концентрации дырок сверхструктура становится энергетически невыгодной, происходит переход первого рода, приводящий к появлению сосуществующих кластеров, богатых и бедных дырками. Возможно, в этом причина наблюдавшегося в [4] и в настоящей работе перехода при  $T = 282$  К.

Как указывается в [13,14], одна дырка, возникающая от одного иона Sr, может локализоваться на восьми эквивалентных узлах  $\text{Mn}^{4+}$  и волновая функция дырки распространяется за пределы ячейки; в результате возникает корреляция между узлами, что и приводит к ФМ-намагничиванию спинов ионов Mn, окружающих ион  $\text{Sr}^{2+}$ . Пороговая величина  $x$  — та, при которой двухвалентные ионы  $\text{Sr}^{2+}$  из соседних узлов начинают формировать бесконечный проводящий кластер. Можно предположить, что спад  $\rho(T)$  и  $\rho_{\max}$ , наблюдавшийся и в [4] и в настоящей работе при  $T_{CO} < T < T_C$ , растянутый по температуре на  $\sim 50$  К, уже соответствует перколяционному протеканию носителей вдоль связей между узлами. Часть образца вне путей переноса заряда в проводящей ФМ-фазе будет занята диэлектрической фазой [13,14]. В наличии двухфазности проявляется сходство механизмов легирования в манганатах и ВТСП-купратах.

Проведенное исследование позволяет сделать следующие выводы.

1) Измерены барические зависимости величин  $\alpha(T)$  и  $\rho(T)$  образца  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  со значением  $x = 0.125$ , являющимся стехиометрическим (удовлетворяющим соотношению  $N/8$ ) для образования особой упорядоченной орторомбической фазы.

2) Наблюдались два максимума в зависимости  $\alpha(T)$ . Первый, низкотемпературный, максимум мы связываем с образованием ФМ-изоляционной фазы. Второй — высокотемпературный — со структурным переходом фаз  $O \rightarrow O'$  и образованием ФМ-кластеров.

3) Делается предположение, что в области температур  $T_{\alpha 1 \max} - T_{CO}$  существует особая ФМ-фаза со слабой локализацией носителей и повышенной магнитной восприимчивостью.

4) На основе моделей [13,14] обсуждены зависимости термоэдс  $\alpha$  и электросопротивления  $\rho$  от давления и температуры. Предполагается, что в области давлений 9–12 kbar происходит фазовый переход из ФМ-поляронного состояния в ФМ-металлическое.

5) Наблюдавшийся при давлении  $P = 4.3$  kbar скачок электросопротивления при температуре  $T = 282$  К связывается нами с возникновением сегрегации на области, богатые и бедные дырками.

Авторы выражают благодарность Э.Л. Нагаеву за полезные советы и Л.И. Королёвой за плодотворное обсуждение полученных результатов.

## Список литературы

- [1] Е.С. Ицкевич, В.Ф. Крайденев, И.Г. Куземская. ЖЭТФ **118**, 3(9), 1 (2000).
- [2] J.-S. Zhou, J.B. Goodenough. Phys. Rev. Lett. **77**, 1, 151 (1996).
- [3] Y. Yamada, O. Hino, S. Nohdo, R. Kanao, T. Inami, S. Katano. Phys. Rev. Lett. **77**, 5, 904 (1996).
- [4] J.-S. Zhou, J.B. Goodenough, A. Asamitsu, Y. Tokura. Phys. Rev. Lett. **79**, 17, 3234 (1997); J.-S. Zhou, J.B. Goodenough. Phys. Rev. **B62**, 6, 3834 (2000).
- [5] A.M. Balbashov, S.K. Egorov. J. Crystal Growth **52**, 2, 498 (1981).
- [6] С.Л. Будько, А.Г. Гапотченко, Е.С. Ицкевич, В.Ф. Крайденев. ПТЭ **5**, 189 (1986); В.Ф. Крайденев, Е.С. Ицкевич. ФНТ **22**, 9, 1028 (1996).
- [7] A. Asamitsu, Y. Morimoto, Y. Tokura. Phys. Rev. **B53**, 6, 2952 (1996).
- [8] A. Urushibara, Y. Morimoto, T. Arima, A. Asamitsu, G. Kido, Y. Tokura. Phys. Rev. **B51**, 20, 14 102 (1995).
- [9] A. Bianconi, M. Missuri. Solid State Commun. **91**, 4, 287 (1994).
- [10] H. Kawano, R. Kajimoto, V. Kubota, H. Yoshizawa. Phys. Rev. **B53**, 5, 2202 (1996); Ibid **22**, 14 709 (1996).
- [11] J. Endoh, K. Xirota, S. Ishibara, S. Okamoto, Y. Murakami, A. Nishizawa, T. Fukuda, H. Kimura, H. Nojiri, K. Kaneko, S. Mackawa. Phys. Rev. Lett. **82**, 21, 4328 (1999).
- [12] T. Mizokawa, D.I. Khomskii, G.A. Sawatzky. Phys. Rev. **B61**, 6, R3776 (2000).
- [13] Э.Д. Нагаев. УФН **166**, 8, 833 (1996).
- [14] Л.П. Горьков. УФН **168**, 6, 665 (1998).

- [15] J.M. De Teresa, M.R. Ibarra, P.A. Algarabel, C. Ritter, C. Marquina, J. Blasko, J. Garcia, A. del Moral, Z. Arnold. Nature **386**, 256 (1997).
- [16] K. Ghosh, R.L. Green, S.T. Loflanad, S.M. Bhagat, S.G. Karabashev, D.A. Shulyatev, A.A. Arsenov, Y. Mukovskii. Phys. Rev. **B58**, 13, 8206 (1998).
- [17] Abstracts 2nd Int. Conf on Stripes. Rome (1998).
- [18] A. Chainemi, H. Mathew, D. Sarma. Phys. Rev. **47**, 15 397 (1993).